

## Zur Störstellenlumineszenz in CsJ

W. REHMANN und A. SCHARMANN

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 21 a, 666—667 [1966]; eingegangen am 9. April 1966)

Teilchenbestrahlung von Lumineszenzstoffen verursacht im allgemeinen eine Abnahme der Lumineszenzintensität durch Bildung von Gitterdefekten (Leuchtstoffzerstörung). Neben dieser Zerstörung können auch neue Lumineszenzzentren gebildet werden. Bei Alkalihalogeniden, die gegen Lumineszenzzerstörung verhältnismäßig stabil sind, sollte der letztere Effekt in erhöhtem Maße zu beobachten sein.

Bei einer Temperatur von  $-180^{\circ}\text{C}$  wurde ein CsJ-Kristall mit einem 1 MeV-Protonenstrahl eines VAN-DE-GRAAFF-Ionenbeschleunigers bestrahlt. Die Stromdichte des Strahls betrug dabei etwa  $2 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ . Jeweils nach Einstrahlung einer bestimmten Protonendosis wurde ein Emissionsspektrum des Kristalls bei Protonenanregung aufgenommen. Hierzu diente ein Zeiss-Spektralphotometer vom Typ RPQ 20A.

Nach Bestrahlung des CsJ-Kristalls mit einigen  $10^{14}$  Protonen/cm<sup>2</sup> erscheint eine Emissionsbande im Spektralgebiet um 460 nm, die sich mit wachsender Bestrahlungsdosis kontinuierlich bis zu 500 nm verschiebt. Gleichzeitig wird die benachbarte, ursprünglich vorhandene UV-Bande zerstört. Ihre größte Intensität erreicht die Störstellen-Emissionsbande nach einer Bestrahlung mit etwa  $5 \cdot 10^{15}$  Protonen/cm<sup>2</sup>. Bei höherer Bestrahlungsdosis überwiegt der Prozeß der Lumineszenzzer-

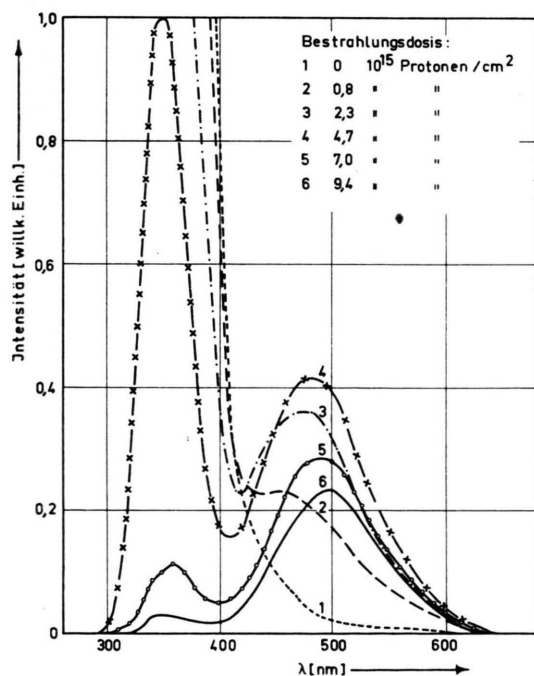


Abb. 1. Emissionsspektren von CsJ bei  $-180^{\circ}\text{C}$  nach verschiedener starker Protonenbestrahlung (Anregung: 1 MeV-Protonen).

störung, die Intensität der Bande nimmt ab (Abb. 1; die kurzwellige Flanke der UV-Bande um 300 nm wurde bei den Kurven 1, 2 und 3 aus meßtechnischen Gründen nicht registriert.) Hierbei sowie in Abb. 2 wurden die Emissionsspektren im Hinblick auf die Dispersionskurve des Monochromators und die spektrale Empfindlichkeit des Multipliers mit Hilfe einer geeichten Wolframbandlampe und eines UV-Standard-Strahlers korrigiert.

Zum Vergleich der Störstellenbande mit den im unzerstörten CsJ bzw. CsJ/Tl auftretenden Emissionsbanden wurden die Emissionsspektren solcher Kristalle unter Variation der Temperatur und der Tl-Konzentration bei Anregung mit 1 MeV-Protonen aufgenommen. Sämtliche hier benutzten Kristalle waren nach dem BRIDGEMAN-STOCKBARGER-Verfahren hergestellt worden; ihr Tl-Gehalt wurde flammenphotometrisch bestimmt.

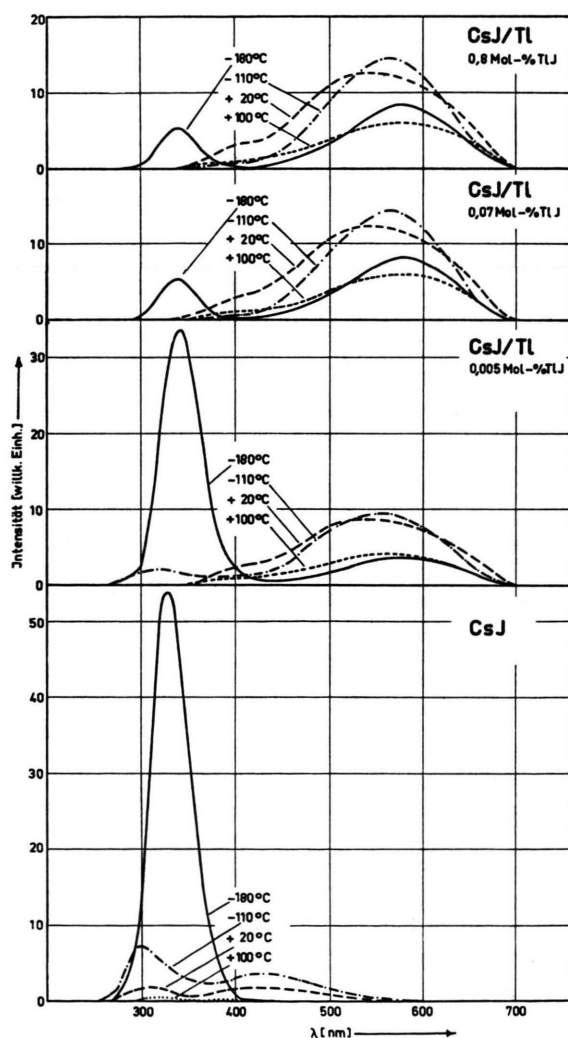


Abb. 2. Emissionsspektren von CsJ und CsJ/Tl mit unterschiedlichem Tl-Gehalt bei Variation der Temperatur (Anregung: 1 MeV-Protonen).



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Die Ergebnisse sind in Abb. 2 wiedergegeben. Sie ergänzen die bereits vorliegenden Messungen der insgesamt 3 Emissionsbanden, die unterschiedlichen Lumineszenzprozessen zugeschrieben werden:

1. Der TI-aktivierte Kristall emittiert eine Bande im gelben Spektralbereich bei 550 nm, die direkt oder indirekt – über die Erzeugung von Gitterdefekten – mit dem Einbau von  $\text{TI}^+$ -Ionen in das CsJ-Gitter gekoppelt ist <sup>1-5</sup>.

2. In undotierten, aus der Schmelze gezogenen Kristallen erscheint eine blaue Emissionsbande bei 430 nm, deren Lumineszenzzentrum als Assoziat einer Kationen-Leerstelle mit einem zweiwertigen positiven Ion beschrieben wird; letzteres stammt aus Verunreinigungen der Ausgangsschmelze <sup>6, 7</sup>.

3. Bei tiefen Temperaturen emittiert der undotierte Kristall eine Bande im ultravioletten Spektralbereich, die in einigen Fällen in 2 Maxima bei 310 und 350 nm aufgelöst werden konnte. Sie wird der Rekombination selbsteingefangener Excitonen zugeschrieben <sup>2, 4, 8-10</sup>.

Ein Vergleich mit der in Abb. 1 wiedergegebenen Störstellenbande zeigt, daß diese sich in ihrer spektralen Lage von allen bisher bekannten Emissionsbanden deutlich unterscheidet, daß es sich hier also um einen neuen, durch die Protonenbestrahlung geschaffenen Zentrenotyp handelt.

Eine bemerkenswerte Eigenschaft der Störstellen-

bande ist ihre stetige Verschiebung nach größeren Wellenlängen mit wachsender Defektdichte. Die Bandenform und die streng kontinuierliche Verschiebung der Bande schließen aus, daß es sich hier um zwei Emissionsbanden handelt, deren Intensitätsverhältnis sich mit steigender Bestrahlungsdosis ändert.

Zur Deutung dieser Erscheinung seien Messungen von ALERS und DOLECEK <sup>11, 12</sup> herangezogen, die kontinuierliche Verschiebungen der Absorptions- und Emissionsbanden von KCl/Tl bei Anwendung von mechanischem Druck fanden. Erklärt wird dieser Effekt mit einer Verschiebung der Potentialkurven im Konfigurations-Koordinaten-Modell durch Änderung der Gitterkonstanten. Je nach Lage der Potentialkurven führt dies zu einer Vergrößerung oder Verringerung der Energiedifferenz beim Absorptions- oder Emissionsprozeß und damit zu einer Verschiebung der entsprechenden Bande. Bei der Protonenbestrahlung eines CsJ-Kristalls muß ein ähnlicher Vorgang ablaufen: Die wachsende Dichte der Gitterdefekte führt zu einer zunehmenden Verspannung des Gitters und damit zu einem stetigen Ansteigen der Emissionswellenlänge.

Herrn Prof. Dr. HANLE danken wir für stete Förderung, den Herren Dr. NITSCHMANN, Firma Leitz/Wetzlar, und Dipl.-Phys. HARTMANN für die Herstellung der Kristalle, dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung und dem Hessischen Ministerium für Wirtschaft und Verkehr für Zuwendungen.

<sup>1</sup> H. KNOEPFEL, E. LOEPPE u. P. STOLL, *Helv. Phys. Acta* **30**, 521 [1957].

<sup>2</sup> Z. L. MORGENSHTERN, *Opt. Spectr. USSR* **7**, 146 [1959]; **8**, 355 [1960].

<sup>3</sup> N. N. VASIL'eva u. Z. L. MORGENSHTERN, *Opt. Spectr. USSR* **12**, 41 [1962].

<sup>4</sup> R. GWIN u. R. B. MURRAY, *Phys. Rev.* **131**, 508 [1963].

<sup>5</sup> J. B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford 1964.

<sup>6</sup> M. AEGERTER u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 206 [1964].

<sup>7</sup> M. AEGERTER, A. HOFFMANN u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 667 [1964].

<sup>8</sup> D. CHAUVY u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **32**, 481 [1959].

<sup>9</sup> M. AEGERTER, E. GUCKER, R. HEUBI u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 630 [1964].

<sup>10</sup> H. ENZ u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **31**, 25 [1958].

<sup>11</sup> P. B. ALERS u. R. L. DOLECEK, *Phys. Rev. Letters* **9**, 14 [1962].

<sup>12</sup> P. B. ALERS u. R. L. DOLECEK, *J. Chem. Phys.* **38**, 1046 [1963].

## Ladungsträger-Lebensdauermessungen an photoleitendem Anthracen

CLAUS BOGUS \*

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **21 a**, 667–668 [1966]; eingegangen am 6. April 1966)

Die Lebensdauer von Löchern und Elektronen in der Erzeugungszone wurde an Anthracen- und Anthracen-Tetracen-Kristallen direkt durch Blitzbeleuchtung und verzögertes Anlegen einer Spannung gemessen. Es ergaben sich folgende Werte:

in reinen Anthracen-Kristallen:

$$\tau_e^+ = 6-7 \mu\text{sec} \text{ für Löcher,} \\ \tau_e^- = 2,5-4 \mu\text{sec} \text{ für Elektronen;}$$

in Anthracen-Kristallen mit Tetracendotierung:

$$\tau_e^+ = 12-15 \mu\text{sec} \text{ für Löcher.}$$

Mit Hilfe des von KEPLER <sup>1</sup> entwickelten Impulsverfahrens zur Messung der Beweglichkeiten der Ladungsträger in Anthracen läßt sich u. a. auch die Zahl der

pro Blitz an der Kristalloberfläche erzeugten Ladungsträger bestimmen. NAKADA und ISHIHARA <sup>2</sup> ermittelten die Ladungsträgerzahl aus der Beziehung

$$i_0 = n_0 e \mu V/L$$

und aus der Beziehung

$$n = Q/e = (1/e) \int_0^\infty i dt$$

( $i_0$  = Anfangsstromstärke,  $n_0$  = Ladungsträgerzahl,  $e$  = Elementarladung,  $\mu$  = Beweglichkeit,  $V$  = Spannung,  $L$  = Kristalldicke,  $Q$  = Gesamtladung).

Hierbei ist vorausgesetzt:

daß die beobachteten Impulse nicht durch Raumladungseffekte beeinflusst werden und daß der Einfang in Haftstellen während der Impulsdauer keine Rolle spielt.

NAKADA und ISHIHARA fanden eine starke Abnahme der Ladungsträgerzahl mit abnehmender Feldstärke. Durch Extrapolation ergab sich, daß ohne äußeres Feld keine beweglichen Ladungsträger erzeugt werden, d. h. die Lebensdauer der Ladungsträger in der Erzeugungs-

\* Teil von D 26.

<sup>1</sup> R. G. KEPLER, *Phys. Rev.* **119**, 1226 [1960].

<sup>2</sup> I. NAKADA u. Y. ISHIHARA, *J. Phys. Soc. Japan* **19**, 695 [1964].